

Approved For Release STAT
2009/08/19 :
CIA-RDP88-00904R000100120

Dec

Approved For Release
2009/08/19 :
CIA-RDP88-00904R000100120



Вторая Международная конференция
Организации Объединенных Наций
по применению атомной энергии
в мирных целях

A/CONF/15/P/2082
USSR
ORIGINAL: RUSSIAN

Не подлежит оглашению до официального сообщения на Конференции

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ВНУТРИ И ВНЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Н.Г.Гусев, Е.Е.Ковалев, В.И. Попов

В в е д е н и е

Для решения ряда практически важных задач необходимо знать мощность дозы, создаваемую гамма-излучением внутри и вне протяженных источников. Такие вопросы, как оценка радиоактивности руд по так называемому "гамма-методу", определение удельной активности воды непосредственно в водоемах, загрязненных радиоактивными веществами известного изотопного состава, расчет мощности дозы вблизи протяженных источников, необходимый в практике проектирования защиты, и другие вопросы непосредственно связаны с этой проблемой. В настоящей работе выводится зависимость между удельной активностью и мощностью дозы гамма-излучения внутри бесконечно-протяженной среды с учетом самопоглощения и многократного рассеяния и даются аспекты применения этой закономерности к ряду практических задач. Рассматривается также задача о выходе гамма-излучения из цилиндрического источника в радиальном и торцовом направлениях. Приводятся табличные результаты расчетов на быстродействующей электронно-вычислительной машине и результаты экспериментов по выходу гамма-излучения из больших цилиндрических источников, дающие расхождения с расчетными данными для мощности дозы в пределах 10 - 20%.

1. Гамма-излучение внутри бесконечно-протяженных источников

1. Состояние проблемы

Бесконечно-протяженными принято называть такие объемные источ-

25 YEAR RE-REVIEW

- 2 -

ники, размеры которых превосходят 5 - 6 свободных пробегов (релаксационных длин).

Впервые соотношение между удельной активностью и мощностью дозы гамма-излучения получено, по-видимому, Кингом /1/ в 1912г. Для внутренних областей среды это соотношение имеет вид:

$$P = \frac{4\pi K \varphi}{\mu} = \frac{4\pi KM}{\mu} \quad \text{р/час,} \quad /1/$$

где P - мощность дозы в р/час;

φ и M - удельная активность в мкюри/г и
гамма-эквивалент в мг-экв радия соответственно ;
г

μ - массовый коэффициент ослабления в $\text{см}^2/\text{г}$;

K_γ - гамма-постоянная данного изотопа без начальной фильтрации /2/;

K - гамма-постоянная радия после начальной фильтрации 202
0,5 мм Pt.

Формула /1/ учитывает лишь самопоглощение гамма-лучей, но не учитывает их многократного рассеяния в источнике. Применительно к определению радиоактивности руд в естественном залегании с приближенным учетом многократного рассеяния этот метод разработал Г.В. Горшков (3, 4), причем, с того времени он стал называться "гамма-методом".

В дальнейшем, на примере с раствором C_0^{60} в воде, Г.В. Горшков /5/ пришел к выводу о том, что интенсивность внутри среды с учетом многократного рассеяния гамма-лучей в 2 раза превосходит интенсивность первичного излучения. Тогда вместо (I) должно быть:

$$P = \frac{8\pi K \varphi}{\mu} = \frac{8\pi KM}{\mu} \quad \text{р/час,} \quad /2/$$

- 3 -

Количественно к тем же результатам для C_0^{60} в воде приводит и метод Фауста-Джонсона (6), при использовании которого расчет производится по формуле:

$$P = 4\pi Q \sum_{i=0}^n \frac{K_{\gamma i}}{\mu_i}, \quad (3)$$

где n — число рассеяний.

При разработке экспресс-метода определения удельной активности воды в естественных водоемах один из авторов этого доклада (7) для расчета мощности дозы внутри водоема с учетом многократного рассеяния использовал дозовые факторы накопления $B(h\nu^2, \mu x, Z)$, рассчитанные Голдштейном и Вилкинсом (8) на основании метода моментов Спенсера и Фано (9). В этом случае мощность дозы внутри среды с учетом самопоглощения и многократного рассеяния может быть получена в результате численного интегрирования выражения:

$$P = \frac{4\pi K_{\gamma} Q}{\mu} \int_0^{\infty} e^{-\mu x} B(h\nu, \mu x, Z) d(\mu x). \quad (4)$$

Задача значительно упрощается, если использовать аналитическое представление факторов накопления, предложенное Тэйлором /10/.

В этом случае мощность дозы внутри бесконечно протяженной среды запишется в виде:

$$P = \frac{4\pi K_{\gamma} Q}{\mu} \left[\frac{A_1}{1+\alpha_1} + \frac{A_2}{1+\alpha_2} \right], \quad (5)$$

где A_1, A_2, α_1 и α_2 — коэффициенты, не зависящие от μx [11].

Таковы основные существующие методы расчета мощности дозы внутри бесконечно-протяженной среды.

Таким образом можно отметить следующее:

- 4 -

формула (1) не учитывает вклада многократно-рассеянного излучения;

формула (2) не учитывает зависимости многократного рассеяния от атомного номера среды и энергии гамма-излучения;

формула (3) получена на основании приближенного учета многократного рассеяния и фото-эффекта; при этом остается неопределенным выбор необходимого числа рассеяний;

формулы (4) и (5) являются наиболее точными, но их применение ограничено сравнительно малым набором материалов, для которых рассчитаны факторы накопления $B(h\nu, \mu x, Z)$

Важно отметить, что при сложном спектре первичного гамма-излучения и сложном химическом составе среды расчеты по формулам (3-5) становятся весьма громоздкими.

Ниже дается более простое решение задачи о мощности дозы гамма-излучения внутри бесконечной среды с учетом многократного рассеяния.

Полученная формула позволяет легко определять мощность дозы гамма-излучения внутри протяженных сред с учетом многократного рассеяния с достаточной для практических целей точностью.

Вместе с тем, в этой формуле учитывается зависимость многократного рассеяния от энергии гамма-излучения и атомного номера среды.

2. Основы "гамма-метода"

Рассмотрим однородную бесконечно-протяженную среду с постоянной удельной активностью Q и начальным монохроматическим излучением с энергией квантов E_0 . Соотношение между удельной активностью и мощностью дозы внутри бесконечной среды с одновременным учетом самопоглощения и многократного рассеяния может быть получено на основании закона лучевого равновесия, состоящего в том, что в этом случае каждый грамм среды поглощает столько же энергии, сколько он ее и излучает.

Тогда, используя известное соотношение между энергией, поглощенной в грамме среды, и ионизацией в воздушной полости с воздушноэквивалентными стенками внутри этой среды, мы можем написать:

- 5 -

$$P = \int_{E_{min}}^{E_0} \frac{\gamma(E)_{\text{возд.}} W(E) dE}{\gamma(E) W(E)_{\text{возд.}}} \quad (6)$$

где P - мощность дозы гамма-излучения; $W(E)dE$ - энергия гамма-лучей, поглощенная граммом среды в единицу времени, соответствующая компонентам рассеянного гамма-излучения в интервале энергий от E до $E+dE$; $W(E)_{\text{возд.}}$ - энергетический эквивалент одного рентгена в воздухе; $\gamma(E)$, $\gamma(E)_{\text{возд.}}$ - массовые коэффициенты истинного поглощения гамма-лучей в среде и воздухе в $\text{см}^2/\text{г}$.

Учитывая, что для легкоатомных сред ($Z \leq 20$) в интересующем нас интервале энергий рассеянного гамма-излучения ($E_{min} - E_0$), $W(E)_{\text{возд.}}$ и отношение $\gamma_{\text{возд.}}/\gamma$ практически не зависит от энергии, мы можем написать:

$$\frac{\gamma(E)_{\text{возд.}}}{\gamma(E)} = \frac{\gamma(E_0)_{\text{возд.}}}{\gamma(E_0)} \quad (7)$$

Тогда, вместо (6) будем иметь:

$$P = \frac{1}{W_{\text{возд.}}} \cdot \frac{\gamma(E_0)_{\text{возд.}}}{\gamma(E_0)} \int_{E_{min}}^{E_0} W(E) dE \quad (8)$$

Величина E_{min} соответствует той минимальной энергии квантов рассеянного гамма-излучения, которые дают еще заметный вклад в мощность дозы.

Принимая во внимание, что $\int_{E_{min}}^{E_0} W(E) dE$ есть полная энергия, поглощенная граммом среды в единицу времени, и используя условие лучевого равновесия, можем написать

$$\int_{E_{min}}^{E_0} W(E) dE = Q \cdot 3,7 \cdot 10^7 \cdot n \cdot E_0 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600 \cdot \frac{\text{эрг}}{2 \cdot \text{час}} \quad (9)$$

- 6 -

где n - число гамма-квантов с энергией E_0 МэВ на I распад ядра;

Q - удельная активность в $\frac{\text{мкюри}}{\text{г}}$.

По определению гамма-постоянная любого изотопа в рентген/час равна:

$$K_\gamma = \frac{3,7 \cdot 10^7 \cdot n \cdot E_0 \cdot \gamma_{\text{возг}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 3600}{4\pi W_{\text{возг}}} \quad (10)$$

Подставляя (9) и (10) в (8), получим окончательное значение мощности дозы внутри бесконечно-протяженной среды с учетом самопоглощения и многократного рассеяния:

$$D = \frac{4\pi K_\gamma Q}{\gamma} \quad \text{р/час} \quad (11)$$

или, используя соотношение $M = Q \frac{K_\gamma}{K}$, получим:

$$D = \frac{4\pi K M}{\gamma} \quad \text{р/час} \quad (12)$$

Таким образом получены формулы (11), (12), по виду аналогичные (1), но с той существенной разницей, что вместо коэффициента ослабления μ в знаменателе стоят коэффициент истинного поглощения γ . При этом если удельные активности (Q) и (M) выражены на единицу веса, то γ следует брать в $\text{см}^2/\text{г}$, если они даны на единицу объема, то γ в см^{-1} .

При сложном химическом составе среды и сложном спектре первичного гамма-излучения значение мощности дозы рассчитывается по тем же формулам (11), (12) с использованием правила аддитивности. Возможность представить выражение для мощности дозы внутри бесконечной среды в простой аналитической форме (11), (12) появилось в связи со слабой зависимостью отношения $\gamma_{\text{возг}}/\gamma$ от энергии гамма-излучения для источников с малыми атомными номерами

- 7 -

($Z \leq 20$). Например, для воды отношение $\gamma_{\text{возг}}/\gamma = 0,92$, причем отклонение от этой величины для широкого диапазона энергий (0,01 - 3,0 Мэв) не превышает + 5%.

В том случае, когда излучающая среда имеет большой атомный номер ($Z > 20$), $\gamma_{\text{возг}}/\gamma$ начинает быстро падать с уменьшением энергии рассеянного излучения, что в свою очередь означает уменьшение относительного вклада в мощность дозы низкоэнергетических многократно-рассеянных гамма-квантов.

Однако непостоянство отношения $\frac{\gamma(E)_{\text{возг}}}{\gamma(E)}$ не компенсируется уменьшением вклада низкоэнергетических гамма-квантов в мощность дозы, так что для высокоатомных сред ($Z > 20$) формулы (II), (I2) приводят к менее точным результатам.

Подтверждением того, что с практически допустимой погрешностью гамма-метод можно применять в широком диапазоне энергий для низкоатомных сред является, во-первых, удовлетворительное совпадение результатов расчетов по формуле (II) и по формуле (4), в которой используются факторы накопления Гольдштейна и Вилкинса (см. таблицу); во-вторых, сравнением с экспериментом.

Таблица I

Сравнительные результаты для поправок (S) в мощности дозы, учитывающих роль многократного рассеяния внутри бесконечной среды:

$$S_1 = \int_0^{\infty} e^{-\mu x} B(h\nu, \mu x, x) d(\mu x), \quad S_2 = \frac{\mu}{\gamma},$$

$$\Delta S = \left(\frac{S_2 - S_1}{S_2} \right) 100\%.$$

E_0 Мэв	S	H_2O	Al	Fe
I	2	3	4	5
0,5	S_1	3,04	2,69	2,09
	S_2	2,93	2,94	2,86
	ΔS	-3,7	+3,5	+27,0

- 8 -

I	2	3	4	5
1,0	S_1	2,34	2,16	2,06
	S_2	2,28	2,28	2,28
	ΔS	-2,6	+3,5	+9,6
2,0	S_1	1,89	1,81	1,72
	S_2	1,89	1,90	1,92
	ΔS	0	+4,7	10,4
3,0	S_1	1,89	1,67	1,59
	S_2	1,74	1,76	1,76
	ΔS	-8,6	+5,1	+9,6
4,0	S_1	1,71	1,55	1,48
	S_2	1,66	1,65	1,66
	ΔS	-3,0	+6,0	+10,8

Как видно из табл. I, расхождение в результатах расчета, проведенного методом численного интегрирования, с использованием факторов накопления Гольдштейна-Вилкинса (S_1) и гамма-методом (S_2) лежат в пределах $\pm 10\%$, что сравнимо с погрешностью численного интегрирования и точностью, с которой известны факторы накопления. Исключением является случай с Fe для $E_0 = 0,5 \text{ Мэв}$, где расхождение достигает 27%.

Аналогичные расчеты для высокоатомных сред показали, что расхождения, напр., для свинца и урана в диапазоне энергий 0,5 - 4,0 Мэв не превышают 20-25%.

В эксперименте нами использовался водный раствор солей Co^{60} в цилиндрической емкости диаметром 100 см и высотой 100 см. Удельная активность раствора была $Q = 1,5 \cdot 10^{-3} \frac{\text{мкюри}}{\text{см}^3}$, т.е.

$$M = 2,32 \cdot 10^{-3} \frac{\text{мг-экв радиа.}}{\text{см}^3}$$

- 9 -

Мощность дозы, измеренная ионизационной камерой в центре емкости, оказалась равной $P_{из} = 2210 \frac{\text{МКР}}{\text{сек}}$, в то время как по формуле (II) $P_{расч} = 2300 \frac{\text{МКР}}{\text{сек}}$ (при этом в расчете было принято $\gamma = 0,0298 \text{ см}^{-1}$, $K_{\gamma} = 13,2 \text{ р/час}$).

Расхождение между расчетным и измеренным значением мощности дозы (4%) лежит в пределах погрешности эксперимента.

Таким образом, гамма-метод может быть использован при решении широкого круга практических задач, причем его применение отличается значительной простотой по сравнению с другими методами. Необходимо отметить, что в большинстве практических случаев приходится иметь дело с низкоатомными средами, когда точность расчетной мощности дозы не хуже 10%. В случае тяжелых сред погрешность в величине расчетной мощности дозы по гамма-методу не превышает 20-25%.

II. Практические аспекты применения гамма-метода

Как уже говорилось, гамма-метод применяется в геолого-разведочных работах (при поисках урановых руд). Очевидно, что предлагаемый здесь простой метод одновременного учета самопоглощения и многократного рассеяния гамма-лучей значительно облегчит задачу установления связи между удаленной активностью радиоактивных руд и мощностью дозы гамма-излучения. Кроме уже упомянутого, ниже указаны другие возможные аспекты практического применения гамма-метода.

В некоторых случаях необходимо рассчитывать мощность дозы на поверхности протяженных источников (бесконечное полупространство). Тогда с точностью до так называемого "краевого эффекта" мощность дозы будет равна:

$$P = \frac{2\pi K_{\gamma} Q}{\gamma} \quad \text{р/час.} \quad (15)$$

"Краевой эффект" проявляется в нарушении условий лучевого равновесия на границе среда - воздух. Математически задача о величине "краевого эффекта" до сих пор не решена.

- 10 -

I. Определение удельной активности воды в естественных водоемах

В таких протяженных источниках воды, как моря, реки, озера, пруды, загрязненные радиоактивными веществами с известным изотопным составом, гамма-метод может быть применен, как экспресс-метод определения удельных активностей непосредственно в полевых условиях, без отбора пробы. Измерения могут вестись как с поверхности воды (т.е. с лодки, катера и т.д.), так и на больших глубинах. В последнем случае используются высокочувствительные глубинные (например каротажные) радиометры.

Примечательно, что в воде коэффициент истинного поглощения гамма-лучей почти постоянен в очень широком диапазоне энергий (0,06 - 2,0 Мэв) и с точностью $\pm 10-15\%$ может быть принят равным $\gamma = 0,0295 \text{ см}^{-1}$. Таким образом с точностью до упомянутой ошибки по измеренной в глубине ($d \geq 80 \text{ см}$) мощности дозы $P_{из}$ в мкр/сек в соответствии с формулой (12) получим удельный гамма-эквивалент M :

$$M \left[\frac{\text{мкг-экв радия}}{\text{л}} \right] \approx P \left[\frac{\text{мкр}}{\text{сек}} \right]. \quad (14)$$

Если из расчетов или измерений будет получен коэффициент (ω), равный

$$\frac{M}{Q}$$

то удельная активность (Q) может быть получена из расчета:

$$Q = \frac{M}{\omega} \frac{\text{мкюри}}{\text{л}}. \quad (16)$$

Минимальная концентрация, измеряемая при помощи гамма-метода, зависит от чувствительности прибора, а также от концентрации γ -активных изотопов в источнике (в данном случае в воде). При благоприятных условиях метод дает возможность производить измерения удельного гамма-эквивалента до $10^{-10} \text{ г-экв радия}$
л

- II -

Подробно этот случай использования гамма-метода изложен в работе одного из авторов [7].

2. Предельно-допустимые концентрации благородных газов в атмосферном воздухе

Как известно, атомные реакторы могут являться источниками загрязнения атмосферного воздуха инертными газами (например Ar^{41} , а отдельных случаях криптоном и ксеноном). При определенных метеорологических условиях может оказаться, что эти газы сравнительно равномерно распределяются в приземных слоях атмосферы с радиусом "шапки" 3-5 свободных пробегов.

Предельно-допустимая концентрация газа в атмосферном воздухе населенных пунктов должна быть такой, которая создавала бы внешнее гамма-излучение, сравнимое с естественным фоном, т.е. не более 0,001 рентген за 24 часа.

Предельно-допустимая концентрация может быть рассчитана из формулы:

$$Q = \frac{10^{-3} \gamma}{2\pi K_{\gamma} t} \frac{\text{кюри}}{\text{л}} \quad (17)$$

Например, для Ar^{41} $K_{\gamma} = 6,64 \text{ р/час}$, $\gamma = 3,45 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ ($h\nu = 1,29 \text{ Мэв}$) получим:

$$Q = 3,5 \cdot 10^{-11} \frac{\text{кюри}}{\text{л}}$$

Для Kr^{84} $Q = 4,4 \cdot 10^{-11} \text{ кюри/л}$, для Xe^{135} ,

$$Q = 1,6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{кюри}}{\text{л}} \quad \text{и т.д.}$$

Хотя внешнее гамма-излучение не единственный фактор, который нужно принимать во внимание при расчете предельно-допустимых концентраций радиоактивных газов в атмосферном воздухе, тем не менее подобные оценки необходимы.

- 12 -

III. Выход гамма-излучения из цилиндрических источников

Проектирование защиты от гамма-излучения протяженных источников основывается на сведениях об их внешнем гамма-излучении.

Выход гамма-излучения из протяженных источников в общем случае определяется геометрией источника, самопоглощением и многократным комптоновским рассеянием гамма-излучения внутри источника.

Ниже рассматривается влияние этих факторов на выход гамма-излучения из источников цилиндрической формы, наиболее распространенных на практике.

I. Выход гамма-излучения из непоглощающего цилиндрического источника в общем случае

Проблема определения выхода гамма-излучения из непоглощающего цилиндрического источника в общем случае, т.е. на произвольном расстоянии от цилиндра произвольных размеров, неоднократно обсуждалась в литературе [12 - 16]. Авторы этих работ указывают, что выражение для выхода гамма-излучения из сплошного цилиндрического источника, не обладающего самопоглощением, включает в себя интеграл, который может быть оценен только численными методами.

Учитывая важность решения этой проблемы, произведем расчет мощности дозы от непоглощающего цилиндра на произвольном расстоянии от его образующей.

В этом случае мощность дозы гамма-излучения в заданной точке А (рис. I), находящейся на расстоянии ρ от оси цилиндра равна

$$P = 2K_{\gamma} Q \int_0^h \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{dZ \rho d\varphi d\psi}{Z^2 + \rho^2 + \rho^2 - 2\rho\psi \cos\varphi}.$$

Выполнив элементарное интегрирование по φ и ψ и затем интегрируя по частям, получим следующее выражение:

- 13 -

$$\begin{aligned}
 P = \pi K_p Q \{ & 2h(1 - \ln h) - h \ln 2 + h \ln [h^2 + R^2 - b^2 + \\
 & + \sqrt{h^4 + 2h^2(R^2 + b^2) + (b^2 - R^2)^2}] - h - (b^2 - R^2) \int_0^h \frac{dz}{\sqrt{z^4 + 2z^2(R^2 + b^2) + (b^2 - R^2)^2}} - \\
 & - \int_0^h \frac{z^2 dz}{\sqrt{z^4 + 2z^2(R^2 + b^2) + (b^2 - R^2)^2}} \}. \quad (18)
 \end{aligned}$$

Далее рассмотрим интеграл

$$I_1 = \int_0^h \frac{dz}{\sqrt{z^4 + 2z^2(R^2 + b^2) + (b^2 - R^2)^2}}.$$

Хорошо известно, что интеграл этого типа можно свести к эллиптическому интегралу первого рода $F(\varphi, k)$, если выполняется условие $R^2 \leq 1$. В нашем случае это условие выполняется для всех b и R , поскольку $k = 2Rb/(b+R)$. Таким образом

$$I_1 = \frac{1}{b+R} F(\varphi, k),$$

где

$$\varphi = \arctg \frac{h}{b-R}.$$

Рассмотрим далее интеграл

$$\begin{aligned}
 I_2 = \int_0^h \frac{z^2 dz}{\sqrt{z^4 + 2z^2(R^2 + b^2) + (b^2 - R^2)^2}} &= \int_0^h \sqrt{\frac{z^2 + (b-R)^2}{z^2 + (b+R)^2}} dz - \\
 &- (b-R)^2 I_1.
 \end{aligned}$$

- 14 -

Оставшийся интеграл в этом выражении

$$I_3 = \int_0^h \sqrt{\frac{Z^2 + (B-R)^2}{Z^2 + (B+R)^2}} dZ$$

можно свести к эллиптическому интегралу третьего рода

$\Pi(\varphi, n, k)$, если выполняется указанное выше условие $k^2 \leq 1$.

Таким образом

$$I_3 = \frac{(B-R)^2}{(B+R)} \Pi(\varphi, n, k),$$

где $n = -1$.

Удобно далее выразить эллиптический интеграл III рода через эллиптические интегралы первого и второго рода, используя соотношение:

$$\Pi(\varphi, n, k) = \frac{1}{1-k^2} \left[\operatorname{tg} \varphi \sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi} - E(\varphi, k) + (1-k^2) f(\varphi, k) \right]. \quad (19)$$

В этом выражении $n = -1$; $E(\varphi, k)$ - эллиптический интеграл II рода. Используя (19) и подставляя интегралы I_1 и I_2 в (18), получим формулу для мощности дозы гамма-излучения в заданной точке, расположенной в радиальном направлении от цилиндра:

$$P = \pi K_0 Q h \left\{ 1 + \ln \frac{R^2 + h^2 - B^2 + \sqrt{h^4 + 2h^2(R^2 + B^2) + (B^2 - R^2)^2}}{2h^2} - \right. \\ \left. - \frac{B-R}{h} F(\varphi, k) - \frac{B+R}{h} \left[\operatorname{tg} \varphi \sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi} - E(\varphi, k) \right] \right\}. \quad (20)$$

Отметим, что полученное выражение (20) для выхода гамма-излучения из цилиндрического источника в радиальном направлении включает в себя табулированные функции, что позволяет избежать

- 15 -

применяемого в таких случаях численного интегрирования.

Здесь мы не будем рассматривать частных случаев $b=R$ (заданная точка находится на образующей цилиндра) и $b=0$ (заданная точка находится на оси цилиндра), поскольку возможность получения в этих случаях аналитических выражений для выхода гамма-излучения отмечалось рядом авторов [12, 13].

Вполне очевидно, что хотя выражение (20) получено нами для случая, показанного на рис. I, тем не менее на основании закона аддитивности это соотношение может быть использовано также в случае произвольного расположения заданной точки относительно плоскости основания цилиндра.

2. Выход гамма-излучения из цилиндрического источника с учетом геометрии и самопоглощения

Выход гамма-излучения из протяженных источников в большой степени зависит от поглощения гамма-излучения внутри самого источника, или самопоглощения.

Существующие литературные данные по вопросу о самопоглощении гамма-излучения в цилиндрических источниках являются ограниченными. В работах [11, 14] приводятся данные по самопоглощению в цилиндрических источниках, но эти данные справедливы лишь на достаточно больших расстояниях от источника. Результаты работы [17] позволяют определить самопоглощение, когда заданная точка находится на поверхности источника. Существенным недостатком этих данных является то, что они получены для интенсивности, а не для мощности дозы и, кроме того, строго говоря, они применимы лишь для бесконечных по высоте цилиндрических источников. Табличные данные по самопоглощению, приводимые в работе [18], также получены для случая, когда заданная точка находится на поверхности цилиндрического источника. Однако выход рассматривается уже по мощности дозы, и результаты относятся к конечным по высоте цилиндрическим источникам.

Наиболее полные данные по выходу и ослаблению в защите гамма-излучения протяженных источников приводятся в работе [19]. Однако для цилиндрических источников в отношении выхода излучения в радиальном направлении эти данные являются приближенными и получены путем аппроксимации результатов точных вычислений. При

- 16 -

этом, как указывают авторы, ошибка при определении потока в радиальном направлении может достигать 40%. Известно какое важное значение в практике имеет знание мощности дозы (или потока) гамма-лучей в торцовом направлении цилиндрического источника. Для точек, лежащих на продолжении оси цилиндра, в работе [19] предлагается заменить цилиндр усеченным конусом, что несомненно является грубым приближением. Приводимые в этом случае формулы для определения потока известны еще из работы [4]. Случаи расположения заданной точки на продолжении образующей цилиндра в данной работе вообще не рассматриваются.

Определим распределение мощности дозы в трех основных направлениях: а) в радиальном направлении, б) в точках, лежащих на продолжении оси цилиндра, в) в точках, лежащих на продолжении образующей цилиндра. Очевидно, знание выхода излучения из цилиндрического источника конечных размеров в этих трех направлениях полностью определяет его поле излучения. Частным случаем общего решения для цилиндра являются диск ($H/R \ll 1$) и линия ($H/R \gg 1$).

При решении этой задачи предположим, что: 1) активное вещество распределено равномерно по всему объему источника; 2) излучение источника является моноэнергетическим; 3) поглощение гамма-излучения в веществе источника происходит по экспоненциальному закону.

Первое допущение оправдывается тем, что в ряде практических случаев равномерное распределение является наиболее характерным или легко достигается. Второе допущение не является ограничивающим, так как в случае сложного спектра мощность дозы представляет собой сумму вкладов отдельных линий. Третье допущение означает пренебрежение многократным комптоновским рассеянием. Этот вопрос будет рассмотрен в разделе 3.

а) Определим мощность дозы в точке А, лежащей в плоскости основания цилиндра высотой h и радиусом R на расстоянии β от его оси (рис. 2). В цилиндрической системе координат мощность дозы в этой точке определяется следующим выражением:

$$D = 2K_8 Q \int_0^R \int_0^h \int_0^{2\pi} \frac{\rho \, d\rho \, dz \, d\varphi}{Z^2 + J^2} e^{-\mu \frac{\rho^2 - \rho\beta \cos\varphi + \sqrt{R^2 - \rho^2} \sqrt{Z^2 - \rho^2 \sin^2\varphi}}{J^2}} \sqrt{Z^2 + J^2}, \quad (21)$$

- 17 -

где K_γ - гамма-постоянная изотопа;
 Q - удельная активность;
 μ - коэффициент ослабления гамма-излучения
 вещества источника;

$$D^2 = \rho^2 + \beta^2 - 2\rho\beta\cos\varphi.$$

Нетрудно убедиться, что, выражая цилиндрические координаты ρ, Z , высоту цилиндра h и расстояние β в долях радиуса, формулу (21) можно записать в следующем виде:

$$P = 2K_\gamma Q R \int_0^1 \int_0^\pi \int_0^k \frac{m dm d\varphi dn}{n^2 + M^2} e^{-\mu R \frac{m^2 - m\rho\cos\varphi + \sqrt{M^2 + m^2\rho^2\sin^2\varphi}}{M^2} \sqrt{n^2 + M^2}}, \quad (22)$$

здесь $m = \frac{\rho}{R}$, $n = \frac{Z}{R}$, $k = \frac{h}{R}$, $\rho = \frac{\beta}{R}$

$$\text{и } M^2 = m^2 + \rho^2 - 2m\rho\cos\varphi.$$

Обозначая

$$B_I(k, \rho, \mu R) = \int_0^1 \int_0^\pi \int_0^k \frac{m dm d\varphi dn}{n^2 + M^2} e^{-\mu R \frac{m^2 - m\rho\cos\varphi + \sqrt{M^2 + m^2\rho^2\sin^2\varphi}}{M^2} \sqrt{n^2 + M^2}}, \quad (23)$$

окончательно запишем:

$$P = 2K_\gamma Q R B_I(k, \rho, \mu R). \quad (24)$$

Выражение (23) элементарно не интегрируется. Для решения необходимо использовать численные методы.

Определение мощности дозы от цилиндра в радиальном направлении в точках, лежащих в плоскости основания цилиндра, не ограничивает общности рассмотрения, но удобно для практического пользования. Действительно, если необходимо найти распределение мощности дозы в плоскости центрального сечения для цилиндра высотой $H = 2h$, то такое распределение находится простым удвоением

- 18 -

мощности дозы в плоскости основания для цилиндра высотой h . Используя свойство аддитивности дозы, по формуле (24) можно получить значение мощности дозы в любой точке, лежащей в пределах высоты цилиндра на произвольном расстоянии b от его оси. Однако аддитивность дозы уже не будет выполняться для точек, лежащих вне высоты цилиндра, так как в этом случае будет иметь место экранировка одних частей цилиндра другими.

б) Выражение для мощности дозы в точке А (рис. 3) на продолжении оси конечного цилиндра с высотой H и радиусом R на произвольном относительном расстоянии $\rho = \frac{b}{R}$ имеет следующий вид:

$$P = 2\pi K_{\gamma} Q R \int_0^1 \int_0^k \frac{m dm dn}{(n+\rho)^2 + m^2} e^{-\mu R \frac{n\sqrt{(n+\rho)^2 + m^2}}{n+\rho}}, \quad (25)$$

$$\text{где } k = \frac{H}{R}, \quad \rho = \frac{b}{R}, \quad m = \frac{r}{R}, \quad n = \frac{z}{R}$$

Вводя обозначение

$$B_{II}(k, \rho, \mu R) = \int_0^1 \int_0^k \frac{m dm dn}{(n+\rho)^2 + m^2} e^{-\mu R \frac{n\sqrt{(n+\rho)^2 + m^2}}{n+\rho}},$$

можно записать

$$P = 2\pi K_{\gamma} Q R \cdot B_{II}(k, \rho, \mu R). \quad (26)$$

в) Значение мощности дозы в точках, лежащих на продолжении образующей цилиндра, дается следующим выражением (рис. 4):

$$P = 2K_{\gamma} Q R B_{III}(k, \rho, \mu R), \quad (27)$$

где

$$B_{III}(k, \rho, \mu R) = \int_0^1 \int_0^{\pi} \int_0^k \frac{m dm d\varphi dn}{(n+\rho)^2 + m^2 + 1 - 2m \cos \varphi} e^{-\mu R \frac{n\sqrt{(n+\rho)^2 + m^2 + 1 - 2m \cos \varphi}}{n+\rho}},$$

- 19 -

$$k = \frac{H}{R}, \quad \rho = \frac{b}{R}, \quad m = \frac{p}{R}, \quad n = \frac{Z}{R}.$$

Расчет выхода гамма-излучения для всех рассмотренных выше случаев был произведен на электронной вычислительной машине "Стрела" в Вычислительном центре Академии наук СССР.

Вычисления были произведены для широкого интервала входящих в формулы (24), (26), (27) значений параметров k , ρ и μR . Часть результатов машинных вычислений приводится в табл. I - IO приложения к настоящему докладу.

3. Учет многократного рассеяния

Выше отмечалось, что при определении выхода гамма-излучения из протяженных источников наряду с геометрией и самопоглощением излучения внутри источника необходимо учитывать также многократное комптоновское рассеяние гамма-излучения в материале источника.

Учет многократного рассеяния может быть произведен следующими методами.

Первый из них основан на использовании аналитического представления факторов накопления [10]. Мощность дозы с учетом многократного рассеяния для цилиндрического источника в радиальном направлении может быть записана в следующем виде:

$$P = 2K_0 Q R [A_1 B_1(k, \rho, \mu' R) + A_2 B_1(k, \rho, \mu'' R)],$$

$$\text{где } \mu' R = (1 + \alpha_1) \mu R, \quad \mu'' R = (1 + \alpha_2) \mu R$$

и B_1 находятся из таблиц для значений $\mu' R$ и $\mu'' R$ соответственно.

Второй метод заключается в замене непрерывного энергетического распределения рассеянных гамма-квантов набором групп энергий [6] и последующем использовании табличных данных по выходу гамма-излучения с учетом геометрии и самопоглощения.

- 20 -

Наконец, третьим весьма простым методом, дающим наилучшее согласие с экспериментом, является описанный выше "гамма-метод". Использование гамма-метода для учета многократного рассеяния в расчетах по выходу излучения из протяженных источников является одним из аспектов его применения. В применении к решаемой задаче этот метод заключается в замене входного параметра μR таблиц по самопоглощению на параметр γR , где γ — коэффициент истинного поглощения гамма-излучения в веществе источника. Эта замена основывается на рассуждениях, приведенных выше в разделе I для обоснования гамма-метода.

Отметим, что все разработанные к настоящему времени методы учета многократного рассеяния связаны с пренебрежением краевым эффектом.

4. Экспериментальное определение выхода гамма-излучения

Эксперименты по выходу гамма-излучения были проведены с большими цилиндрическими источниками следующих размеров: диаметр источников соответственно равнялся 100 и 175 см, высота — 100 см. Цилиндры со стенками толщиной 2 мм были изготовлены из нержавеющей стали и заполнены водным раствором солей Co^{60} .

Измерялось поле гамма-излучения (по мощности дозы) в четырех направлениях: с торца цилиндра в точках на продолжении оси и на продолжении образующей, в плоскости основания и в плоскости центрального сечения каждого цилиндрического источника. Вклад в измеренную мощность дозы рассеянного от пола и стен гамма-излучения был определен экспериментально и в результаты измерений были внесены соответствующие поправки.

Сравнение результатов расчета выхода гамма-излучения из цилиндрических источников с результатами экспериментов показало, что при учете многократного рассеяния по гамма-методу (путем замены μR на γR) расхождение не превышает во всех случаях 20%. При этом, как и следовало ожидать в связи с пренебрежением краевым эффектом, расчетное значение мощности дозы выше измеренной мощности дозы. Учет многократного рассеяния по методу аналитического представления факторов накопления дает большее расхождение с экспериментом и достигает 40 — 45% также в сторону завышения расчетной мощности дозы.

- 21 -

В качестве иллюстрации на рис. 5 приведены кривые распределения мощности дозы в радиальном направлении в плоскости центрального сечения для цилиндрического источника диаметром 100 см и высотой 100 см с удельной активностью раствора $Q = 0,0015$ мкюри/см³. На этом рисунке по оси ординат отложена величина мощности дозы в микрорентгенах в секунду по оси абсцисс - относительное расстояние $\rho = \frac{r}{R}$, где r - расстояние от оси цилиндра до заданной точки. Верхняя кривая - расчетная (многократное рассеяние учтено по гамма-методу), нижняя - экспериментальная. Как видно из рисунка, расхождение расчетных величин мощности дозы и измеренных всех относительных расстояний не превышает 20%.

З а к л ю ч е н и е

В настоящей работе исследовано поле гамма-излучения внутри и вне протяженных источников. При этом решение задачи о гамма-излучении внутри бесконечной среды (раздел I) основывается на законе лучевого равновесия ("гамма-метод"). В разделе II описываются некоторые из возможных аспектов применения гамма-метода.

Задача о выходе гамма-излучения из протяженных цилиндрических источников (раздел III) решена с учетом геометрии и самопоглощения в общем случае, т.е. на произвольном расстоянии от торца и образующей цилиндра. Для учета многократного рассеяния предлагается метод, основанный на замене параметра μR в таблицах самопоглощения на γR . Сравнение вычисленных значений мощности дозы с измеренными значениями, полученными в экспериментах с большими цилиндрическими источниками, заполненными водными растворами солей Co^{60} , иллюстрирует возможность использования этого метода для учета многократного рассеяния.

Представленные в настоящей работе результаты могут быть использованы при решении ряда практических задач, связанных с определением гамма-излучения внутри и вне протяженных источников.

- 22 -

Л и т е р а т у р а

1. King L., Phil. Mag., 1912, 23, 242
2. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Обвинцев Г.В. Гамма-излучение радиоактивных изотопов, Изд. физико-математической литературы, Москва, 1958
3. Горшков Г.В., Лятковская Н.М. Геофизика, 1934, № 4, 70
4. Горшков Г.В. Гамма-метод, глава из книги "Радиоактивные геофизические методы в приложении к геологии", ОНТИ, 1934
5. Горшков Г.В. Гамма-излучение радиоактивных тел, Изд. ЛГУ, 1956
6. Faust W., and Johnson M. Phys. Rev., 1949, 75, 467
7. Гусев Н.Г. Экспресс-метод определения удельных активностей воды в больших водоемах. Труды Всесоюзного совещания по применению изотопов в медицине и биологии, Медгид, 1957
8. Goldstein H., Wilkins J. Calculation the penetration of gamma-rays, NDA, 15 C-41. Nucl. Devel. Ass., Inc. White Plains, New York, 1951
9. Spenser L., Fano U., Penetration and diffusion of x-rays. J. Res. NBS, 1951, 46, 446
10. Taylor J., Application of γ -ray Build of Data to Shield Design, Ward, 1954, RM-217
11. Dixon W. Nucleonics, 1951, 8, 68
12. Radiam Dosage, The Manchester System, Livingstone, Edinburg, 1947
13. Plesch R. Strahlentherapie, 1955, 97, 277
14. Evans R.D., Evans R.O. Revs. Mod. Phys., 1948, 20, 305
15. Mayneord W., Brit. J. Radiol., Suppl., 1950, 2, 150
16. Mayneord W., Sinclair W. Advances Biol. and Med. Physics, 1953, 3, 1
17. Field E. Nucleonics, 1953, 11, N=9, 66
18. Гусев Н.Г. Справочник по радиоактивным излучениям и защите, Медгиз, 1956
19. Reactor Shielding. ed. T. Rockwell, N-Y., 1956

- 23 -

Приложение

Рабочие таблицы для расчета выхода гамма-излучения
из цилиндрических источников

В табл. I-4 приведены значения $B_I(k, \rho, \mu R)$, входящие в формулу расчета мощности дозы от цилиндрического источника в радиальном направлении в плоскости его основания (см. рис.2):

$$P_I = 2 K_\gamma Q R \cdot B_I(k, \rho, \mu R),$$

где K_γ - гамма-постоянная данного изотопа в $\frac{\text{мкр.см}^2}{\text{сек.мкюри}}$;

Q - удельная активность в $\frac{\text{мкюри}}{\text{см}^3}$;

R - радиус цилиндра в см.

В табл. 5-8 приведены значения $B_{II}(k, \rho, \mu R)$, входящие в формулу расчета мощности дозы от цилиндрического источника в точках на продолжении его осм (см. рис.3):

$$P_{II} = 2\pi K_\gamma Q R \cdot B_{II}(k, \rho, \mu R),$$

В табл. 9 - 10 приведены значения $B_{III}(k, \rho, \mu R)$, входящие в формулу расчета мощности дозы от цилиндрического источника в точках на продолжении образующей цилиндра (см. рис. 4)

$$P_{III} = 2 K_\gamma Q R \cdot B_{III}(k, \rho, \mu R).$$

Таблица I

 $\kappa = 0,5$. Значения $B_I(\kappa, \rho, \omega R)$

$\rho \backslash \omega R$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10	15
1,25	5,324.10 ⁻¹	4,326.10 ⁻¹	2,692.10 ⁻¹	1,630.10 ⁻¹	9,447.10 ⁻²	8,024.10 ⁻²	6,262.10 ⁻²
1,5	3,321.10 ⁻¹	2,674.10 ⁻¹	1,634.10 ⁻¹	9,748.10 ⁻²	5,492.10 ⁻²	4,585.10 ⁻²	3,421.10 ⁻²
2,0	1,676.10 ⁻¹	1,331.10 ⁻¹	7,904.10 ⁻²	4,629.10 ⁻²	2,608.10 ⁻²	2,188.10 ⁻²	1,648.10 ⁻²
5,0	2,371.10 ⁻²	1,832.10 ⁻²	1,020.10 ⁻²	5,632.10 ⁻³	3,011.10 ⁻³	2,487.10 ⁻³	1,824.10 ⁻³
10,0	5,798.10 ⁻³	4,440.10 ⁻³	2,425.10 ⁻³	1,314.10 ⁻³	6,878.10 ⁻⁴	5,627.10 ⁻⁴	4,047.10 ⁻⁴
20,0	1,438.10 ⁻³	1,097.10 ⁻³	5,940.10 ⁻⁴	3,206.10 ⁻⁴	1,679.10 ⁻⁴	1,374.10 ⁻⁴	9,819.10 ⁻⁵

0288

- 25 -

Таблица 2

 $\kappa = 1,0.$ Значения $B_1(\kappa, \rho, \mu R)$

$\mu R \backslash \rho$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10	15
1,25	$8,198 \cdot 10^{-1}$	$6,436 \cdot 10^{-1}$	$3,705 \cdot 10^{-1}$	$2,100 \cdot 10^{-1}$	$1,179 \cdot 10^{-1}$	$1,004 \cdot 10^{-1}$	$7,935 \cdot 10^{-2}$
1,5	$5,578 \cdot 10^{-1}$	$4,387 \cdot 10^{-1}$	$2,541 \cdot 10^{-1}$	$1,442 \cdot 10^{-1}$	$7,860 \cdot 10^{-2}$	$6,541 \cdot 10^{-2}$	$4,916 \cdot 10^{-2}$
2,0	$3,065 \cdot 10^{-1}$	$2,405 \cdot 10^{-1}$	$1,391 \cdot 10^{-1}$	$7,961 \cdot 10^{-2}$	$4,422 \cdot 10^{-2}$	$3,706 \cdot 10^{-2}$	$2,807 \cdot 10^{-2}$
5,0	$4,685 \cdot 10^{-2}$	$3,614 \cdot 10^{-2}$	$2,008 \cdot 10^{-2}$	$1,106 \cdot 10^{-2}$	$5,910 \cdot 10^{-3}$	$4,881 \cdot 10^{-3}$	$3,583 \cdot 10^{-3}$
10,0	$1,156 \cdot 10^{-2}$	$8,851 \cdot 10^{-3}$	$4,832 \cdot 10^{-3}$	$1,618 \cdot 10^{-3}$	$1,369 \cdot 10^{-3}$	$1,120 \cdot 10^{-3}$	$8,062 \cdot 10^{-4}$
20,0	$2,874 \cdot 10^{-3}$	$2,191 \cdot 10^{-3}$	$1,186 \cdot 10^{-3}$	$6,405 \cdot 10^{-4}$	$3,355 \cdot 10^{-4}$	$2,744 \cdot 10^{-4}$	$1,962 \cdot 10^{-4}$

Таблица 3

 $\kappa = 1,5.$ Значения $B_i(\kappa, \rho, \mu R)$

$\rho \backslash \mu R$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
1,25	$9,759 \cdot 10^{-1}$	$7,455 \cdot 10^{-1}$	$4,073 \cdot 10^{-1}$	$2,240 \cdot 10^{-1}$	$1,257 \cdot 10^{-1}$	$1,077 \cdot 10^{-1}$	$8,674 \cdot 10^{-2}$
1,5	$6,982 \cdot 10^{-1}$	$5,370 \cdot 10^{-1}$	$2,973 \cdot 10^{-1}$	$1,634 \cdot 10^{-1}$	$8,788 \cdot 10^{-2}$	$7,329 \cdot 10^{-2}$	$5,575 \cdot 10^{-2}$
2,0	$4,103 \cdot 10^{-1}$	$3,714 \cdot 10^{-1}$	$1,782 \cdot 10^{-1}$	$9,976 \cdot 10^{-2}$	$5,488 \cdot 10^{-3}$	$4,605 \cdot 10^{-2}$	$3,518 \cdot 10^{-2}$
5,0	$6,894 \cdot 10^{-3}$	$5,306 \cdot 10^{-2}$	$2,936 \cdot 10^{-2}$	$1,613 \cdot 10^{-2}$	$8,606 \cdot 10^{-3}$	$7,109 \cdot 10^{-3}$	$5,226 \cdot 10^{-3}$
10,0	$1,726 \cdot 10^{-2}$	$1,321 \cdot 10^{-2}$	$7,203 \cdot 10^{-3}$	$3,901 \cdot 10^{-3}$	$2,041 \cdot 10^{-3}$	$1,670 \cdot 10^{-3}$	$1,201 \cdot 10^{-3}$
20,0	$4,306 \cdot 10^{-3}$	$3,283 \cdot 10^{-3}$	$1,778 \cdot 10^{-3}$	$9,593 \cdot 10^{-4}$	$5,025 \cdot 10^{-4}$	$4,110 \cdot 10^{-4}$	$2,939 \cdot 10^{-4}$

- 27 -

Таблица 4

 $\kappa = 3,0$ Значения $B_I(\kappa, \rho, \mu R)$

$\rho \backslash \mu R$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
1,25	1,155	$8,407 \cdot 10^{-1}$	$4,297 \cdot 10^{-1}$	$2,315 \cdot 10^{-1}$	$1,312 \cdot 10^{-1}$	$1,132 \cdot 10^{-1}$	$9,260 \cdot 10^{-2}$
1,5	$8,835 \cdot 10^{-1}$	$6,493 \cdot 10^{-1}$	$3,349 \cdot 10^{-1}$	$1,784 \cdot 10^{-1}$	$9,626 \cdot 10^{-2}$	$8,099 \cdot 10^{-2}$	$6,297 \cdot 10^{-2}$
2,0	$5,784 \cdot 10^{-1}$	$4,310 \cdot 10^{-1}$	$2,270 \cdot 10^{-1}$	$1,228 \cdot 10^{-1}$	$6,750 \cdot 10^{-2}$	$5,718 \cdot 10^{-2}$	$4,476 \cdot 10^{-2}$
5,0	$1,258 \cdot 10^{-1}$	$9,584 \cdot 10^{-2}$	$5,207 \cdot 10^{-2}$	$2,828 \cdot 10^{-2}$	$1,504 \cdot 10^{-2}$	$1,244 \cdot 10^{-2}$	$9,203 \cdot 10^{-3}$
10,0	$3,366 \cdot 10^{-2}$	$2,569 \cdot 10^{-2}$	$1,395 \cdot 10^{-2}$	$7,537 \cdot 10^{-3}$	$3,940 \cdot 10^{-3}$	$3,225 \cdot 10^{-3}$	$2,324 \cdot 10^{-3}$
20,0	$8,558 \cdot 10^{-3}$	$6,520 \cdot 10^{-3}$	$3,527 \cdot 10^{-3}$	$1,902 \cdot 10^{-3}$	$9,963 \cdot 10^{-4}$	$8,151 \cdot 10^{-4}$	$5,829 \cdot 10^{-4}$

8820

Таблица 5

 $\kappa = 0,5$ значения $B_{\bar{n}}(\kappa, \rho, \mu R)$

$\rho \backslash \mu R$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
0,2	$4,201 \cdot 10^{-1}$	$3,724 \cdot 10^{-1}$	$2,693 \cdot 10^{-1}$	$1,747 \cdot 10^{-1}$	$9,748 \cdot 10^{-2}$	$7,964 \cdot 10^{-2}$	$5,572 \cdot 10^{-2}$
0,5	$2,387 \cdot 10^{-1}$	$2,153 \cdot 10^{-1}$	$1,623 \cdot 10^{-1}$	$1,101 \cdot 10^{-1}$	$6,343 \cdot 10^{-2}$	$5,193 \cdot 10^{-2}$	$3,579 \cdot 10^{-2}$
1,0	$1,147 \cdot 10^{-1}$	$1,048 \cdot 10^{-1}$	$8,034 \cdot 10^{-2}$	$5,570 \cdot 10^{-2}$	$3,271 \cdot 10^{-2}$	$2,687 \cdot 10^{-2}$	$1,859 \cdot 10^{-2}$
3,0	$2,065 \cdot 10^{-2}$	$1,885 \cdot 10^{-2}$	$1,459 \cdot 10^{-2}$	$1,014 \cdot 10^{-2}$	$5,912 \cdot 10^{-3}$	$4,833 \cdot 10^{-3}$	$3,300 \cdot 10^{-3}$
6,0	$5,745 \cdot 10^{-3}$	$5,238 \cdot 10^{-3}$	$4,043 \cdot 10^{-3}$	$2,793 \cdot 10^{-3}$	$1,611 \cdot 10^{-3}$	$1,312 \cdot 10^{-3}$	$8,994 \cdot 10^{-4}$
15,0	$9,734 \cdot 10^{-4}$	$8,861 \cdot 10^{-4}$	$6,816 \cdot 10^{-4}$	$4,683 \cdot 10^{-4}$	$2,678 \cdot 10^{-4}$	$2,173 \cdot 10^{-4}$	$1,465 \cdot 10^{-4}$

Таблица 6

 $\kappa = 1,0$ Значения $B_{\bar{n}}(\kappa, \rho, \mu R)$

$\mu R \backslash \rho$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
0,2	$5,560 \cdot 10^{-1}$	$4,689 \cdot 10^{-1}$	$3,054 \cdot 10^{-1}$	$1,843 \cdot 10^{-1}$	$1,042 \cdot 10^{-1}$	$8,812 \cdot 10^{-2}$	$6,683 \cdot 10^{-2}$
0,5	$3,300 \cdot 10^{-1}$	$2,814 \cdot 10^{-1}$	$1,880 \cdot 10^{-1}$	$1,160 \cdot 10^{-1}$	$6,492 \cdot 10^{-2}$	$5,377 \cdot 10^{-2}$	$3,933 \cdot 10^{-2}$
1,0	$1,672 \cdot 10^{-1}$	$1,429 \cdot 10^{-1}$	$9,598 \cdot 10^{-2}$	$5,945 \cdot 10^{-2}$	$3,319 \cdot 10^{-2}$	$2,732 \cdot 10^{-2}$	$1,943 \cdot 10^{-2}$
3,0	$3,345 \cdot 10^{-2}$	$2,834 \cdot 10^{-2}$	$1,859 \cdot 10^{-2}$	$1,114 \cdot 10^{-2}$	$6,005 \cdot 10^{-3}$	$4,887 \cdot 10^{-3}$	$3,386 \cdot 10^{-3}$
6,0	$9,784 \cdot 10^{-3}$	$8,246 \cdot 10^{-3}$	$5,312 \cdot 10^{-3}$	$3,114 \cdot 10^{-3}$	$1,640 \cdot 10^{-3}$	$1,326 \cdot 10^{-3}$	$9,098 \cdot 10^{-4}$
15,0	$1,720 \cdot 10^{-3}$	$1,443 \cdot 10^{-3}$	$9,164 \cdot 10^{-4}$	$5,277 \cdot 10^{-4}$	$2,729 \cdot 10^{-4}$	$2,197 \cdot 10^{-4}$	$1,497 \cdot 10^{-4}$

Таблица 7

 $k=3$. Значения $B_{\bar{\mu}}$ ($k, \rho, \mu R$)

$\rho \backslash \mu R$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
0,2	$6,737 \cdot 10^{-1}$	$5,361 \cdot 10^{-1}$	$3,363 \cdot 10^{-1}$	$2,257 \cdot 10^{-1}$	$1,746 \cdot 10^{-1}$	$1,684 \cdot 10^{-1}$	$1,640 \cdot 10^{-1}$
0,5	$4,154 \cdot 10^{-1}$	$3,264 \cdot 10^{-1}$	$1,997 \cdot 10^{-1}$	$1,276 \cdot 10^{-1}$	$9,030 \cdot 10^{-2}$	$8,519 \cdot 10^{-2}$	$8,127 \cdot 10^{-2}$
1,0	$2,247 \cdot 10^{-1}$	$1,726 \cdot 10^{-1}$	$1,017 \cdot 10^{-1}$	$6,255 \cdot 10^{-2}$	$4,120 \cdot 10^{-2}$	$3,797 \cdot 10^{-2}$	$3,528 \cdot 10^{-2}$
3,0	$5,312 \cdot 10^{-2}$	$3,832 \cdot 10^{-2}$	$2,024 \cdot 10^{-2}$	$1,146 \cdot 10^{-2}$	$6,844 \cdot 10^{-3}$	$6,105 \cdot 10^{-3}$	$5,446 \cdot 10^{-3}$
6,0	$1,727 \cdot 10^{-2}$	$1,198 \cdot 10^{-2}$	$5,908 \cdot 10^{-3}$	$3,198 \cdot 10^{-3}$	$1,836 \cdot 10^{-3}$	$1,699 \cdot 10^{-3}$	$1,424 \cdot 10^{-3}$
15,0	$3,344 \cdot 10^{-3}$	$2,342 \cdot 10^{-3}$	$1,039 \cdot 10^{-3}$	$5,423 \cdot 10^{-4}$	$3,028 \cdot 10^{-4}$	$2,651 \cdot 10^{-4}$	$2,312 \cdot 10^{-4}$

- 3 -

01'82

8820

Таблица 8

К = 5 Значения $B_{\Pi}(k, p, \mu R)$

$\mu R \backslash p$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
0,2	$7,071 \cdot 10^{-1}$	$5,672 \cdot 10^{-1}$	$3,853 \cdot 10^{-1}$	$3,010 \cdot 10^{-1}$	$2,744 \cdot 10^{-1}$	$2,727 \cdot 10^{-1}$	$2,720 \cdot 10^{-1}$
0,5	$4,312 \cdot 10^{-1}$	$3,362 \cdot 10^{-1}$	$2,152 \cdot 10^{-1}$	$1,568 \cdot 10^{-1}$	$1,363 \cdot 10^{-1}$	$1,348 \cdot 10^{-1}$	$1,342 \cdot 10^{-1}$
1,0	$2,345 \cdot 10^{-1}$	$1,762 \cdot 10^{-1}$	$1,059 \cdot 10^{-1}$	$7,214 \cdot 10^{-2}$	$5,933 \cdot 10^{-2}$	$5,829 \cdot 10^{-2}$	$5,780 \cdot 10^{-2}$
3,0	$5,754 \cdot 10^{-2}$	$3,936 \cdot 10^{-2}$	$2,052 \cdot 10^{-2}$	$1,239 \cdot 10^{-2}$	$9,226 \cdot 10^{-3}$	$8,940 \cdot 10^{-3}$	$8,792 \cdot 10^{-3}$
6,0	$1,940 \cdot 10^{-2}$	$1,246 \cdot 10^{-2}$	$5,961 \cdot 10^{-3}$	$3,402 \cdot 10^{-3}$	$3,402 \cdot 10^{-3}$	$2,334 \cdot 10^{-3}$	$2,287 \cdot 10^{-3}$
15,0	$3,926 \cdot 10^{-3}$	$2,371 \cdot 10^{-3}$	$1,047 \cdot 10^{-3}$	$5,715 \cdot 10^{-4}$	$3,950 \cdot 10^{-4}$	$3,789 \cdot 10^{-4}$	$3,703 \cdot 10^{-4}$

- 31 -

Таблица 9

 $\kappa = 0,5.$ Значения $B_{\text{III}}(\kappa, \rho, \mu R)$

$\rho \backslash \mu R$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
0,2	$7,147 \cdot 10^{-1}$	$6,154 \cdot 10^{-1}$	$4,192 \cdot 10^{-1}$	$2,598 \cdot 10^{-1}$	$1,419 \cdot 10^{-1}$	$1,180 \cdot 10^{-1}$	$8,209 \cdot 10^{-2}$
0,5	$4,623 \cdot 10^{-1}$	$4,078 \cdot 10^{-1}$	$2,921 \cdot 10^{-1}$	$1,884 \cdot 10^{-1}$	$1,046 \cdot 10^{-1}$	$8,516 \cdot 10^{-2}$	$5,863 \cdot 10^{-2}$
1,0	$2,610 \cdot 10^{-1}$	$2,340 \cdot 10^{-1}$	$1,733 \cdot 10^{-1}$	$1,198 \cdot 10^{-1}$	$6,551 \cdot 10^{-2}$	$5,337 \cdot 10^{-2}$	$3,647 \cdot 10^{-2}$
3,0	$5,964 \cdot 10^{-2}$	$5,420 \cdot 10^{-2}$	$4,156 \cdot 10^{-2}$	$2,854 \cdot 10^{-2}$	$1,645 \cdot 10^{-2}$	$1,341 \cdot 10^{-2}$	$9,132 \cdot 10^{-3}$
6,0	$1,760 \cdot 10^{-2}$	$1,602 \cdot 10^{-2}$	$1,233 \cdot 10^{-2}$	$8,489 \cdot 10^{-3}$	$4,881 \cdot 10^{-3}$	$3,971 \cdot 10^{-3}$	$2,690 \cdot 10^{-3}$
15,0	$3,044 \cdot 10^{-3}$	$2,771 \cdot 10^{-3}$	$2,130 \cdot 10^{-3}$	$1,463 \cdot 10^{-3}$	$8,359 \cdot 10^{-4}$	$6,783 \cdot 10^{-4}$	$4,574 \cdot 10^{-4}$

0288

Таблица 10

 $K = 1,0$ Значения $B_{\mu R}(k, \rho, \mu R)$

$\mu R \backslash \rho$	0,4	0,8	2,0	4,0	8,0	10,0	15,0
0,2	$9,859 \cdot 10^{-1}$	$7,974 \cdot 10^{-1}$	$4,796 \cdot 10^{-1}$	$2,760 \cdot 10^{-1}$	$1,559 \cdot 10^{-1}$	$1,332 \cdot 10^{-1}$	$1,065 \cdot 10^{-1}$
0,5	$6,633 \cdot 10^{-1}$	$5,468 \cdot 10^{-1}$	$3,404 \cdot 10^{-1}$	$1,986 \cdot 10^{-1}$	$1,084 \cdot 10^{-1}$	$9,003 \cdot 10^{-2}$	$6,735 \cdot 10^{-2}$
1,0	$3,908 \cdot 10^{-1}$	$3,265 \cdot 10^{-1}$	$2,083 \cdot 10^{-1}$	$1,232 \cdot 10^{-1}$	$6,667 \cdot 10^{-2}$	$5,466 \cdot 10^{-2}$	$3,914 \cdot 10^{-2}$
3,0	$9,701 \cdot 10^{-2}$	$8,174 \cdot 10^{-2}$	$5,283 \cdot 10^{-2}$	$3,127 \cdot 10^{-2}$	$1,670 \cdot 10^{-2}$	$1,357 \cdot 10^{-2}$	$9,410 \cdot 10^{-3}$
6,0	$2,998 \cdot 10^{-2}$	$2,521 \cdot 10^{-2}$	$1,617 \cdot 10^{-2}$	$9,449 \cdot 10^{-3}$	$4,965 \cdot 10^{-3}$	$4,015 \cdot 10^{-3}$	$2,755 \cdot 10^{-3}$
15,0	$5,381 \cdot 10^{-3}$	$4,510 \cdot 10^{-3}$	$2,863 \cdot 10^{-3}$	$1,647 \cdot 10^{-3}$	$8,519 \cdot 10^{-4}$	$6,859 \cdot 10^{-4}$	$4,673 \cdot 10^{-4}$

- 33 -

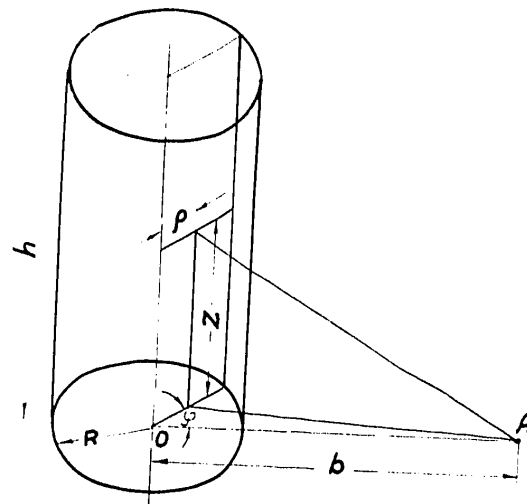


Рис.1. Выход излучения из непоглощающего цилиндра

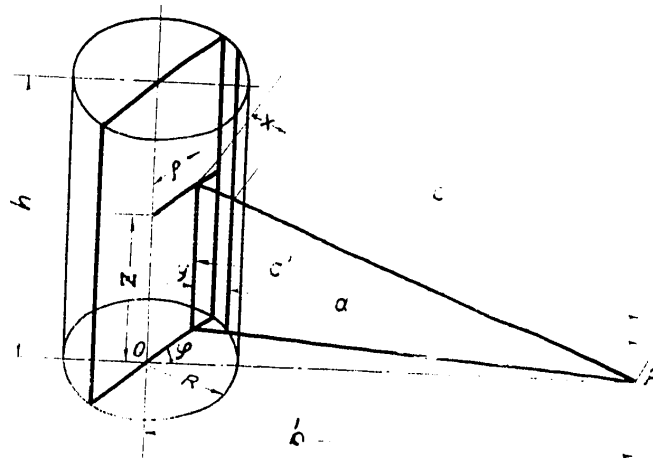


Рис.2. Факторы геометрии и самопоглощения в направлении образующей цилиндра

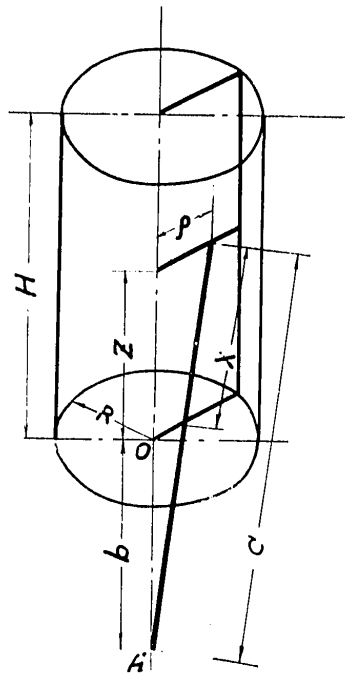


Рис.3. Факторы геометрии и самопоглощения в торцовом направлении цилиндра

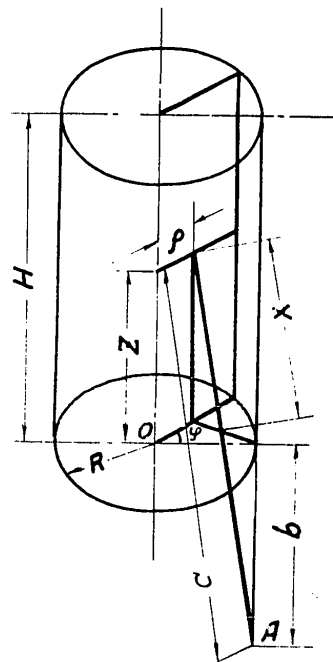


Рис.4. Факторы геометрии и самопоглощения в направлении продолжения образующей цилиндра

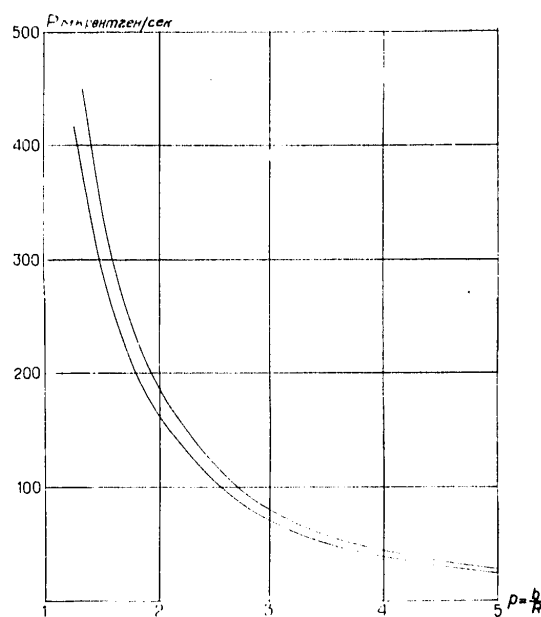


Рис.5. Выход излучения из цилиндра в радиальном направлении.
Верхняя кривая- расчетная,
нижняя- экспериментальная